〔トピックス〕

多層膜における中性子の光学的性質

海老沢徹, 阿知波紀郎, 山田修作, 秋吉恒和, 岡本朴*

Toru EBISAWA, Norio ACHIWA, Shusaku YAMADA, Tsunekazu AKIYOSHI and Sunao OKAMOTO: Neutron Optics for Multibilayer Films

Optical properties of neutrons for multibilayer films, which can be used for neutron monochromator, neutron supermirror, and neutron polarizer, have been investigated using time-of-flight technique. The experimental diffraction patterns were well fitted with those calculated after the plane wave Schrödinger equation for one dimensional periodic square potentials. The even-order Bragg reflections for the periodic potential, which should not be present according to the kinematical theory, were observed both in the experimental results and the calculated ones after the plane wave Schrödinger equation. The number of the bilayers necessary to gain 100% reflectivity for the main Bragg reflection is found 5~6 pairs for the thickness of 110Å of the Ni-Mn multibilayer, but much more layers are required for smaller thickness of the layers.

The critical angle of total reflection for the Ni-Mn supermirror (52 bilayers) was improved up to twice as much as that of a simple Ni mirror. The magnetized Fe-Al multilayers with the thickness of 116Å (6 pairs) proved to afford 95% polarizability and 63% reflectivity, at the main peak of Bragg reflection. [J. Cryst. Soc. Japan, 20, 167 (1978)].

1. はじめに

多層膜による中性子の光学的性質がクローズアップされてきた主な理由は、中性子導管、中性子モノクロメーターおよび中性子ポーライザー等として多層膜の有用性が認識されてきたからである。中性子を反射する多層膜としては、中性子に対する屈折率の異なる2種類の物質をフロートガラスの面上に等厚および非等厚に蒸着等の方法で交互に積み重ねたものが用いられる。

多層膜による中性子反射の最初の試みは B. P. Schoenborn¹⁾ による Mn-Ge 等厚10対層の中性子回折である。一方 F. Mezei²⁾ はスーパーミラーと呼ばれる非等厚 FeCo-V の多層膜を考え、「全反射」臨界角の改良を運動学回折論により示した。これより少し前, P. Croce³⁾ は中性子に対する屈折率で特徴づけられる多層膜の中性子回折を光学と類似の1次元平面波動方程式により論じた。B. Hamelin⁴⁾ はこれを用いて吸収のある場合の多層膜による中性子の反射強度を求めた。

しかしながら、多層膜による中性子干渉回折の実験と理論の定量的な比較はまだ行なわれていない。我々は Ni-Mn, Ni-Ti, Fe-Al 等の等厚および非等厚の多層膜について中性子飛行時間法により回折パターンを調べ、1次元周期的箱型ポテンシャルに対する平面波波動方

* 京都大学原子炉実験所

程式の計算結果と定量的な比較を行ない、多層膜の特性を検討した⁵⁾。本文においては、KUR 中性子導管を用いて行なった多層膜による干涉回折実験結果を中心に、多層膜の光学的性質を解説する。本文であつかう多層膜による光学的性質は、各層内の原子核のコヒーレント散乱長に対応する屈折率によって特徴づけられるものである。したがって、各層内の原子間の位置の相関を無視できる程の小さな散乱ベクトルの範囲をあつかう。

2. 多層膜による中性子の干涉回折—平面波近似—

物質中における中性子の屈折に関する理論は回折の理論と同時に出来上った^{6),7)}。鏡面による中性子の全反射は中性子のコヒーレント散乱長の測定に利用された⁸⁾。物質中の中性子の屈折率は中性子のコヒーレント散乱長 b と次式で結ばれる⁴⁾。

$$n = \frac{k_1}{k} = \sqrt{1 - \lambda^2 \frac{Nb}{\pi}} \quad (1)$$

ここで k_1, k は物質中および真空中の中性子の波数ベクトル、 λ は中性子の波長そして N は単位体積あたりの原子数を表わす。また磁化された磁性体における屈折率は磁化に平行および反平行スピンを持つ中性子に対して次式で与えられる。

$$n_{\pm} = \frac{k_{1\pm}}{k_{\pm}} = \sqrt{1 - \lambda^2 \left(\frac{Nb}{\pi} \pm \frac{2m\mu B}{\hbar^2} \right)} \quad (2)$$

ここで m は中性子の質量、 μ は中性子の磁気モーメント、 B は物質中の磁束密度そして h はプランク定数を表わす。多層膜を構成する各層内の原子核の位置の相関を無視して均一な媒質を考えると、 j 番目の層は中性子に対して屈折率 n_j の一様なポテンシャル場としてふるまうと考えられる。ここで屈折率 n は次式でポテンシャル V と関係づけられる。

$$n = \sqrt{1 - \lambda^2 \frac{2mV}{\hbar^2}} \quad (3)$$

この多層膜のポテンシャル変化は膜面に垂直方向でのみ起り、膜面に平行方向では起らない。したがって、入射中性子を平面波で表わし膜の無限の広がりをも仮定すれば、波動関数は膜の内外すべての領域で膜面に平行および垂直な運動量成分をもつ平面波に変数分離でき、第1図に示されるような1次元(z 方向)周期的箱型ポテンシャルにおける平面波に関する波動方程式から得られる⁹⁾。

$$\frac{d^2\psi}{dz^2} + k_{jz}^2\psi = 0 \quad (4)$$

$$k_{jz}^2 = k_z^2 - \frac{2mV_j}{\hbar^2} \quad (5)$$

ここで $\hbar = h/2\pi$ である。各層内の波動関数を各層のポテンシャルに応じた波数ベクトルを持つ平面波の入射波および反射波の和で表わせば、次のようにかける。

$$\psi(z) = f_j^i \exp(ik_{jz}z) + f_j^r \exp(-ik_{jz}z) \quad (6)$$

ここで f_j^i と f_j^r は、それぞれ、入射方向と反射方向の波の振幅を表わす。 $z = z_j$ における波

第1図 1次元箱型周期ポテンシャルと平面波、 d は層厚、 d^* は対層厚を示す。

動関数の連続性および $\text{grad } \Psi$ の連続性により j 番目と $j+1$ 番目の入射波および反射波の振巾は次式で結ばれる.

$$\begin{pmatrix} f_j^t \\ f_j^r \end{pmatrix} = \bar{M}_{j+1} \begin{pmatrix} f_{j+1}^t \\ f_{j+1}^r \end{pmatrix} \quad j=0, 1, 2, \dots, n \quad (7)$$

ここで n は層の総数を, また

$$\bar{M}_{j+1} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \left(1 + \frac{k_{j+1,z}}{k_{j,z}}\right) e^{i\phi_j}, & \left(1 + \frac{k_{j+1,z}}{k_{j,z}}\right) e^{-i\phi'_j} \\ \left(1 - \frac{k_{j+1,z}}{k_{j,z}}\right) e^{i\phi'_j}, & \left(1 + \frac{k_{j+1,z}}{k_{j,z}}\right) e^{-i\phi_j} \end{pmatrix} \quad (8)$$

$$\phi_j = z_j(k_{j+1,z} - k_{j,z}), \quad \phi'_j = z_j(k_{j+1,z} + k_{j,z})$$

である.

反射波の振巾を $f_0^r = R$, 透過波の振巾を $f_n^t = T$ と表わし, 入射波の振巾を $f_0^t = 1$, $f_n^r = 0$ と置くと次式が成立つ.

$$\begin{pmatrix} 1 \\ R \end{pmatrix} = \bar{M}_1 \cdot \bar{M}_2 \cdots \bar{M}_n \begin{pmatrix} T \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} M_{11}, M_{12} \\ M_{21}, M_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} T \\ 0 \end{pmatrix} \quad (9)^*$$

(9)式より

$$T = \frac{1}{M_{11}}, \quad R = \frac{M_{21}}{M_{11}} \quad (10)$$

反射波および透過波の強度は, それぞれ, $\bar{R} = R^* R$ および $\bar{T} = T^* T$ で与えられる. またこの方法では多層膜の内部の平面波の振巾をも知ることができる. (4)式の波動方程式は電子線回折で用いられる Bethe⁹⁾ の動力学的理論式に相当するもので, Bethe はポテンシャルのフーリエ成分に対する解を求めた. 有限の層数の等厚多数膜およびスーパーミラーに対しては Bethe の方法はポテンシャルのフーリエ成分が複雑となり, ここで述べた方法を用いて解くほうが容易である.

3. 多層膜による中性子の波長依存反射率の測定

3.1 多層膜の製作

我々の用いた多層膜は, 中性子に対するコヒーレント散乱長の大きな物質 (Ni など) と小さな物質 (Mn, Ti など) をフロートガラス面に交互に蒸着することによって作られた. 代表的な物質の単位体積当りの散乱長は第1表に与えられる. 多層膜の大きさは $10\text{cm} \times 5\text{cm}$ で, 多層膜全体の均一性を 5% 以内に押えるために蒸発源から 30cm 離して蒸着が行われた. 予定の層厚の多層膜を得るために, 蒸着は水晶発振型の膜厚測定器によって層厚を常時監視しながら行われ, 層厚の精度は膜厚測定器の表示で約 $\pm 2\text{\AA}$ 以内におさまっている. ただしこの水晶発振型の膜厚測定器で直接測定される量は蒸着質量であり, 層厚はその質量を密度で割って得られる. このため蒸着膜の密度がパルクの密度より小さければ, 層厚の測定値は実際より小さく表示されることとなる. 事実4章で述べられているように, 層厚は約10%小さ

第1表 代表的な物質の Nb の値

	Ni	Fe	Fe $\uparrow$	Fe $\downarrow$	Al	ガラス	Mn	Ti
$Nb(10^{10}\text{cm}^{-2})$	9.4	8.1	13.2	3.0	2.1	3.1	-3.1	-2.0

* 2行2列のマトリックスの要素 M_{11} , M_{12} 等の具体的な表現については, それが非常に複雑であり, また以下の議論において本質的でないので省略する. 詳細は文献5)を参照のこと.

第2図 多層膜における波長依存中性子反射率の測定配置

く表示されていることがわかった。

3.2 中性子波長依存反射率の測定

多層膜における中性子波長依存反射率の測定は、KUR 中性子導管¹⁰⁾からの中性子ビームを用い、飛行時間法により行われた。測定の配置図は第2図に示される。KUR 中性子導管の特性波長は約 $3\text{\AA}$ であるが、ガーラント反射の部分を利用するので、ほぼ熱中性子全体のスペクトルが得られる。中性子ビームのパルス化に用いられるチョッパーはAlの筒にCdをはりつけたもので、広い範囲の波長の中性子が透過できるように2つのスリットは巾が異なるだけでなく、非対称な位置に設けられている¹¹⁾。中性子は He^3 検出器で検出され、得られた飛行時間スペクトルがそのまま波長スペクトルとなる。今回の測定では、多層膜に対する中性子の入射角 θ は $7.6 \times 10^{-3} \text{ rad}$ と $1.14 \times 10^{-2} \text{ rad}$ の2種類で行われたが、測定結果は波長の多層膜に対する垂直成分 $\lambda/\sin\theta = \lambda_{\perp}$ で示される。反射率の相対値は多層膜による反射スペクトルと入射スペクトルとの強度比から求められ、その絶対値は全反射の反射率を1として求められた。測定における波長分解能は約10%で、主として反射を受けるビームの発散角と入射角との比によってきまる。

3.3 Ni-Mn 等厚多層膜による波長依存反射率の測定結果

Ni-Mn 等厚多層膜に関する中性子反射率の測定結果は第3図に示される。この図で d は層厚を示し、カッコの中の数字は層の数を示す。縦軸は反射率、横軸は $\lambda_{\perp}$ である。第3図は層厚 $112\text{\AA}$, $83\text{\AA}$, $56\text{\AA}$ のNi-Mnに対する測定結果である。ただし $56\text{\AA}$ の層厚に対してのみNi-Tiのデータも与えられている。この図より次のことが言える。

(1) ブラッグ反射の主ピークに対応する波長(λ/θ)は、屈折率の補正

第3図 Ni-Mn, Ni-Ti 等厚多層膜における中性子反射率。ブラッグピークの位置とその次数は矢印と序数詞によって示される。

をすれば、層厚の4倍(対層厚の2倍)になっている。ここで、多層膜における周期性の単位は、第1図に示した層厚(d)の2倍(対層厚(d^*))である。

(2) この主ピークにおいて、中性子反射率をほぼ1にするために必要な多層膜の層数は、 $112\text{\AA}$ の層厚の多層膜ではわずか5対層程度で充分であり、また $83\text{\AA}$ の層厚でも10対層程度で充分である。しかしながら、層厚が $56\text{\AA}$ と薄くなると、測定における分解能(約10%)を考慮してもその反射率は急速に減少し、ピークの巾($\Delta\lambda/\lambda$)も狭くなる。

(3) $112\text{\AA}$ のデータでは、主ピークの2分の1, 3分の1の波長のところに反射率のピークがみられるが、これについては4章で議論する。

(4) 図の右端で反射率が1になっているが、これはそのような波長の中性子が多層膜においてNi, Mnのコヒーレント散乱長が平均化されたことにより全反射の条件を満足したものと考えられる。

(5) ブラック反射の主ピークの両側に多数の小さな反射率のピークが見られる。

(6) 層厚が $56\text{\AA}$ の場合、ブラッグ反射の主ピークにおいて、Ni-Ti多層膜とNi-Mn多層膜との反射率を比較するとNi-Ti多層膜の方が約7割ほど大きくなっている。この原因については4章で検討する。

3.4 スーパーミラーの波長依存反射率の測定結果

第3図をみればわかるように、層厚が適当に異なったいくつかの等厚多層膜を重ね合わせることによって作られる多層膜は、Niより小さな臨界波長の全反射ミラーに対応する反射率をもたせることができると予想される。ここで全反射に関する臨界波長は λ_c に対して定義され、 $\lambda_{c\perp} = \sqrt{\pi/Nb}$ と表わされる。このように反射率1の波長領域を拡張する効果をもつ中性子ミラーはスーパーミラーと呼ばれている²⁾。

今回製作されたスーパーミラーは、ガラス面にまずNiを $500\text{\AA}$ の厚さで蒸着し、その上にNi-Mnの対層を $175\text{\AA}$ から始めて少しずつ層厚を減少させて重ねたものである。層厚の減少巾はほぼ次式で与えられる。

$$d_j^* - d_{j+1}^* = 5 \left(\frac{175}{d_j^*} \right)^{-2} \text{\AA} \quad (11)$$

d_j^* は j 番目の対層厚を示す。

Ni-Mnのスーパーミラーに関する測定結果は第4図に示される。Ni膜の反射率のデータ

第4図 Ni-Mn スーパーミラーの中性子反射率

と比較すると、19 対層で Ni に比して約 $\frac{2}{3}$ 、52 対層で約 $\frac{1}{2}$ 倍の臨界波長の全反射ミラーに相当するスーパーミラーが得られていることがわかる。 λ_c が $400\text{\AA}$ より短い波長に対して一部反射率が約 0.8 まで減少している原因は、5 章における計算と比較した結果、層の数が不足していたためと考えられる。また $600\text{\AA}$ 以上でも反射率の減少がみられるが、これはこの波長領域の中性子が多層膜の奥まで入り込むことにより主として Mn による吸収の影響がためと考えられる。一方、約 $1000\text{\AA}$ 以上の波長に対して反射率が 1 になっているのは Ni, Mn の平均ポテンシャルによる多層膜自体からの全反射を受けるからである（全反射を受ける場合、大部分は表面から $300\text{\AA}$ 以内で反射され、 $500\text{\AA}$ 以上入り込むことは殆んどない）。

以上、Ni-Mn スーパーミラーの特性について述べたが、Ni-Ti に関しては、幾分反射率が劣るという測定結果を得ている。しかしこのことは多層膜を製作するさいに Ti 層の層厚の制御が必ずしもうまくいかなかったことによるもので、スーパーミラーとして実用に適している材質は、以下の観点から Ni-Ti であると考えられる。

(1) Ni-Mn 多層膜では、その層数が 50 対層を越えると剝離してしまうが、Ni-Ti 多層膜ではそのようなことはない。

(2) Ni-Ti 多層膜は耐久性がよい。

(3) Ni-Ti 多層膜の方が層厚が薄くなったとき反射率が大い。

(4) Ni-Ti 多層膜の方が中性子の吸収が少ない。

4. 等厚多層膜における計算結果と測定結果との比較

2 章で述べた方法にもとづいて計算された反射率が実験的に求められた反射率と比較された。

第 5 図、第 6 図において、Ni-Mn, Ni-Ti 多層膜に関する計算と実験との比較が与えられているが、測定における波長分解能が約 10% であることを考慮すると、両者はよく一致している。第 5 図は層厚が $163\text{\AA}$ の Ni-Mn 多層膜に関するもので、層数は 3.5 対層であり、計算は層の密度がバルクの値より 10% 低いとして行われている。この図で右側の反射率 1 の幅広い領域全体が第 1 次のブラッグ反射に対応している。この第 1 次反射の外に第 2 次から第 5 次までの高次反射のピークが、屈折率の補正をすれば主ピーク波長の約 $\frac{1}{2}$, $\frac{1}{3}$, $\frac{1}{4}$, $\frac{1}{5}$ の波

第 5 図 層厚 $163\text{\AA}$ の多層膜における中性子反射率に関する計算と測定との比較。ブラッグピークの位置とその次数は矢印と序数詞によって示される。

第6図 層厚 56Å の多層膜における中性子反射率に関する計算と測定との比較. ブラッグピークの位置とその次数は矢印と序数詞によって示される.

長のところにそれぞれ観測されている. さらにまた, 小さないくつかのピークが存在するが, これらはラウエ回折函数において主ピークの前後にみられる小ピークに対応するものである. 上述のこれらのピークに関して, その位置, 強度を含めたその形において, 計算結果と測定結果とがかなりよく一致していることがわかる. このような一致は実験値が第3図に与えられている 112Å の Ni-Mn 多層膜に関してもほぼ同様に得られている. ところが層厚が 83Å の Ni-Mn 多層膜では, 層の密度がバルクより 10% 低いということの他に, となり合った層の間に 10% の物質の混合を仮定して計算が行われた場合に計算結果とのよい一致が得られた. このことは Ni-Mn 多層膜では, 層厚が 83Å 以下になると多層膜における層の構造の不完全性による影響が大きくなり, ブラッグ反射のピークに相当する反射率が小さくなることを意味する. この不完全性の要因には層の境界のでこぼこ層間の物質の拡散が考えられる.

一方, 第6図は Ni-Ti 多層膜に関する比較であるが, 層厚が 56Å と前の場合より薄いにもかかわらず層間の物質の混合を仮定しなくとも, 計算結果と測定結果とを合わせることができることを示している. したがって, Ni-Ti の組み合わせを用いると, Ni-Mn に比して層厚のより薄い多層膜を作ることができる. 事実, 第3図に示されたように層厚が 56Å では, 20.5* 対層の Ni-Ti の多層膜は, ピークにおける反射率が同じ層数の Ni-Mn 多層膜より約 70% も大きくなっている.

以上のことを簡単にまとめると, 計算と測定との間により一致が得られたことから, 第1に計算方法の妥当性が示されたこと, 第2に多層膜の状態に関して, 層の密度がバルクより 10% 低くなっていることおよびとなり合った層の間に物質の混合があり, 層厚が薄くなると多層構造をくずすことが判明した.

なお多層膜に関する注目すべき事実は, 第5図に示されたブラッグ反射の偶数次反射が存在することである. 一次元等厚周期箱型ポテンシャルのフーリエ成分は, 基本波の奇数倍の高周波で構成され, 偶数次のブラッグ反射は運動学理論では消える. しかしながら屈折率と多重散乱の効果を考慮した平面波近似では偶数次の反射も生き残る事が計算の結果示され, 実験結果とも良く一致する.

* Ni 層から始まる 20 対の Ni-Ti 層のあとに 1 層の Ni 層を余分にもっていることを意味する.

5. 計算にもとづく多層膜における中性子の光学的特性

第2章の(7)式で示される漸化式を用いて数値計算を行なった．その結果得られた諸特性を以下に述べる．

5.1 等厚多層膜

a) 多層膜による主ブラッグ反射波長の位置とその巾

第7図に示すように、層厚に対するピーク波長の計算値は多層膜の平均ポテンシャルに対応する屈折率 $\bar{n}$ を考慮したブラッグ反射波長、 $\lambda_{\perp}=2d^*\bar{n}$ 、と非常によく一致している．ここで d^* は対層厚であり、 $d^*=2d$ である．ただし、層数がピーク波長に若干影響を与え、層数が少ないと波長の計算値が長い方にシフトする性質がある．これは層の境界における反射係数の波長依存性による効果と位相の合う干渉波を作り出す層数の大小の効果の競合によるものと考えられ、層数が十分多ければ $\lambda_{\perp}=2d\bar{n}$ に一致すると思われる．層厚の大きな場合には層数の少ない計算を行なったのでピーク波長は $\lambda_{\perp}=2d\bar{n}$ より大きめに出ている．

第7図 Ni-Mn多層膜の層厚と主ブラッグ反射波長の関係

ピーク巾($4\lambda/\lambda$)に関しては、層厚が薄いほど対応する主ブラッグ反射波長が短かく、この波長の入射波は多層膜の奥まで浸透するので干渉に関与する層数が増大し、ピーク巾が小さくなるのである．この事実はスーパーミラーの製作に当って、その「臨界波長」を短波長領域に拡張する場合に、その短波長近傍の反射率を上げるための層を多数必要とする原因の1つとなる．

b) 層数と主ブラッグ反射波長における反射率

第8図に層厚が $50\text{\AA}$ 、 $75\text{\AA}$ 、 $100\text{\AA}$ 、および $165\text{\AA}$ の場合の層数と主ブラッグ反射ピークの反射率の関係を示す．層厚の厚い場合には反射率を1にするに必要な層数が少なくすみ、一方層厚が薄い場合には非常に多くなっている．これは層の境界における反射係数が波長が長くなるほど大きくなるためである．

第8図 Ni-Ti多層膜の層数と主ブラッグピーク反射率の関係

第9図 Ni-Mn 多層膜における Ni のコヒーレント散乱長の増減による主ブラッグピーク反射率の変化

c) コヒーレント散乱長の増減が主ブラッグ反射波長および反射率におよぼす影響

第9図に示すように、コヒーレント散乱長を増せば層の境界での反射係数が大きくなるので主ブラッグ反射波長だけでなく波長全体にわたって反射率が増している。また(1)式から分るように、コヒーレント散乱長が増せば屈折率が小さくなるので、 $\lambda_1 = 2d \cdot n$ で示される主ブラッグ反射波長は短波長側に移行している。

5.2 スーパーミラー

計算によって特性が調べられたスーパーミラーは Ni-Ti 多層膜である。多層膜は、200Å から始めて一層ごとに層厚を減少させたもので、層厚の減少巾は次式で与えられた。

$$d_j - d_{j+1} = d \left(\frac{200\text{Å}}{d_j} \right)^{-a} \quad (12)$$

ここで d_j は j 番目の層厚を表わす。

d は全体的な層の密度に関係し、 a は層厚が薄くなるとき、層の密度の増加する度合いを示すパラメーターである。 d と a を決めれば多層膜の層の分布が与えられ、そのような多層膜に対する反射率を計算することができる。

パラメーター d と a の値を種々変えて計算を行なった結果、反射率を短波長までほぼ一定に保つためには a の値として 4.5 にすることが必要である。その a の値を用いたとき、 d の値を 19.4Å まで減少させると反射率が 1 に近づくという結果を得た。パラメーターの値としてこれらの値を用いて行なわれた層厚 50Å までのスーパーミラーに対する反射率の計算結果は第10図に示される。この図の中には、反射率とともに、矢印によって示される波長を「臨界波長」とす

第10図 計算による Ni-Ti スーパーミラーの反射率と層数

るスーパーミラーに対する層の数が同時に示される。この図から、スーパーミラーの「臨界波長」を短かいところまでもってくると層数が急速に増加することが分る。右側に示される Ni の全反射臨界波長と比較すると、スーパーミラーの「臨界波長」が Ni のものより幾分短かい程度なら層数が少なく、その製作も容易と思われる。一方、その「臨界波長」をたとえば Ni の 3 分の 1 まで短かくしようとする層数は 370 にもなり、その製作は非常に困難になることが分る。

6. 磁気多層膜による中性子の偏極¹²⁾

膜面に平行に磁化された磁性体中での中性子の屈折率は(2)式で表わされ、磁化に平行なスピンと反平行なスピンとでは、中性子に対する磁気ポテンシャルの符号が反転する。この性質を利用して全反射臨界角の相違により偏極中性子が得られることはよく知られている¹³⁾。

磁化した FeCo-V 対の組み合わせからなる多層膜がポーライザーとして提案されているが^{3), 4)}、この組み合わせは反平行スピン中性子に対して散乱ポテンシャルがほぼ零となり、平行スピン中性子に対してのみ周期ポテンシャル場となる事を利用しているのである。我々が用いた Fe-Al の組み合わせは、反平行スピン中性子に対しては Fe と Al がほぼ等しいポテンシャルを与え、平行スピン中性子に対してのみ周期ポテンシャルとしてふるまう。Fe, Fe↑(平行スピン), Fe↓(反平行スピン), Al およびガラス等の単位体積あたりのコヒーレント散乱長は第 1 表に与えられている。

我々は Fe-Al 等厚多層膜について磁場の有および無状態で中性子反射スペクトルの測定を行ない計算値と比較した。第 11 図に Fe(6)—Al(5) 層厚 116Å, 第 12 図に Fe(9)—Al(8) 層厚 75Å の磁場の有および無の状態での実験値および計算値を示す。第 13 図にスピンプリッパを用いた Fe(6)—Al(5) の偏極率の測定結果および計算値を示す。

第 11 図 Fe(6)—Al(5) 等厚多層膜 (膜厚 116Å) における磁場の有および無状態における中性子の反射率。Fe↑, Fe↓ はそれぞれ中性子スピンと Fe の磁化方向とが平行, 反平行の場合, Fe_{nuc} は Fe の磁化を考慮しない場合

第12図 Fe(9)—Al(8) 等厚多層膜 (膜厚 75 Å) における磁場の有および無状態における中性子の反射率. $\text{Fe}\uparrow, \text{Fe}\downarrow$ はそれぞれ中性子スピンの Fe の磁化方向とが平行, 反平行の場合, Fe_{nuc} は Fe の磁化を考慮しない場合

実験的に得られた磁気等厚多層膜の特徴を次のような観点から論じる.

- (1) 干渉回折パターンの計算と実験との一致性.
- (2) 磁場による干渉回折パターンの変化.
- (3) 多層膜によるブラッグ反射強度の散乱ポテンシャル, 層厚および層数依存性.
- (4) 多層膜によるブラッグ反射位置の屈折率補正.
- (5) 中性子偏極率の波長依存性.

まず第11図で, 磁場の有および無の状態における干渉回折パターンは, Fe の磁気ポテンシャルの有および無に対応する計算パターンと良く一致する. これは磁場の無い場合, 中性子の干渉領域より磁区の大きさが小さいためと思われる. すなわち, この中性子干渉領域内の磁化が平均され, 磁気ポテンシャルが消えるのである. また磁場がある場合の $\lambda_{c\perp} \sim 690 \text{ Å}$, 磁場がない場合の $\lambda_{c\perp} \sim 820 \text{ Å}$ の全反射臨界波長は, 中性子に対する平均の屈折率に対応するもので, 磁気

第13図 磁化した Fe(6)—Al(5) 等厚多層膜 (層厚 116 Å) の中性子偏極率の計算値および実験値の比較

第2表 主ブラッグ反射波長の比較
実験値, 平面波近似による計算値,
平均屈折率および屈折率補正值

	$\lambda_{B\perp \text{exp}}$ (Å)	$\lambda_{B\perp \text{cal}}$ (Å)	n	$\lambda_{B\perp} \cdot n$ (Å)
$\text{Fe}\uparrow\text{—Al}$	403	391	0.774	359
Fe—Al	415	412	0.846	392
$\text{Fe}\downarrow\text{—Al}$	—	443	0.924	429

ポテンシャルの有および無の場合の計算値とそれぞれ良く一致する。磁場の有および無状態での主ブラッグ反射ピーク値の比は、計算値とよく一致する。さらに磁場の有および無状態で主ブラッグ位置のちがいが見られる。平均屈折率を考慮しない時の主ブラッグ反射波長、 $\lambda_{B\perp} = 2d^* = 464\text{\AA}$ ($d^* = 2d$) に対して、第11図より読み取った実験値、平面波近似による計算値、平均屈折率および平均屈折率補正ブラッグ反射波長を第2表に示す。

第12図と第11図との比較から、層厚がうすいと主ブラッグ反射強度が急速に減少することおよび主ブラッグ反射位置に対する平均屈折率の影響が小さくなることがわかる。

最後に第13図に見られるように、磁化した Fe(6)—Al(5) 第厚多層膜 (層厚 $116\text{\AA}$) に対して、主ブラッグ反射位置の付近で偏極率は95% 反射率は63%に達し、計算値とも良く一致した。Fe—Al 多層膜は偏極中性子モノクロメーターとしての有用性がたしかめられた。

7. おわりに

多層膜に関して行なわれた実験結果は、多層膜を周期箱型ポテンシャルと考えた理論計算と非常に良く一致した。

これらの結果にみられる主ブラッグピークに関してはその特性が平均ポテンシャルに対応する屈折率と層の境界における反射係数という2つの物理量でよく説明出来ることが分った。運動学的回折論とは異なり偶数高次反射が実験結果にも計算結果にも見られたが、これは屈折率と多重反射の効果によるものである。

実験および計算により、中性子モノクロメーター、スーパーミラーおよびポーラライザーとして多層膜を用いるための諸条件が検討され、それらの実用化に対する見通しを持つことができた。

おわりに、この研究に対していろいろ御指導と御協力を頂きました京都大学原子炉実験所の渋谷巖助教授、河合武氏および小谷野信光氏に感謝致します。

文 献

- 1) B. P. Schoenborn, D. L. D. Caspar, and O. F. Kammerer: J. Appl. Cryst. **7**, 508 (1974).
- 2) F. Mezei: Communication on Physics **1**, 81 (1976).
- 3) P. Croce and B. Pardo: Nouv. Rev. d'Optique Appliquee **1**, 229 (1970).
- 4) B. Hamelin: Nulc. Instr. and Meth. **135**, 299 (1976).
- 5) S. Yamada, N. Achiwa, T. Ebisawa, T. Akiyoshi, and S. Okamoto: to be published, in Ann. Rept. Res. React. Inst. Kyoto Univ. **11** (1978).
- 6) M. L. Goldberger and F. Seiz: Phys. Rev. **71**, 294 (1947).
- 7) O. Halpern: Phys. Rev. **88**, 1003 (1952).
- 8) E. Fermi and L. Marshall: Phys. Rev. **71**, 666 (1947).
- 9) H. Bethe: Ann. d. Physik **87**, 55 (1928).
- 10) 岡本朴他: KUR 中性子導管 (1974), 京大原子炉実験所原子炉設備部門.
- 11) 文献 10) に同じ, p. 28.
- 12) N. Achiwa, T. Ebisawa, S. Yamada, T. Akiyoshi, and S. Okamoto: to be published, in Surface Science (1978).
- 13) D. J. Hughes and M. T. Burgy: Phys. Rev. **81**, 498 (1951).